

# NUEVA PARAMETRIZACIÓN DE LA RADIACIÓN EN EL MODELO DE ÁREA LIMITADA DEL I.N.M. (L.A.M.)

I. Martínez  
E. Rodríguez  
J. A. García-Moya

(Servicio de Predicción Numérica, -INM-)

## RESUMEN

*Se trata de una parametrización sencilla que produce valores suficientemente aproximados de los flujos radiativos en el suelo, suponiendo que el balance de radiación superficial es más importante que los enfriamientos y calentamientos radiativos atmosféricos para predicciones a corto plazo. Se expone una nueva parametrización del esquema de nubes y cómo se introduce todo ello en la ecuación final del cálculo de la temperatura superficial.*

## 1. Introducción.

La radiación solar absorbida en la superficie de la Tierra y en la atmósfera es la fuente inicial de energía causante de los movimientos atmosféricos.

Aunque existen muchos métodos "exactos" para resolver la ecuación monocromática de transferencia, no son apropiados para modelos numéricos porque

1) el tiempo de computación es elevado superando los márgenes de un modelo numérico, y

2) sólo valores aproximados pueden ser suministrados por las propiedades ópticas atmosféricas y composición, de la misma.

Así, el nivel de aproximación y el criterio de exactitud asociado determina el tipo de interacciones entre radiación y dinámica que será ignorado. Estos aspectos son centrales en el diseño de cualquier esquema de parametrización.

El objetivo de cualquier parametrización de la radiación de la atmósfera para utilizar en un modelo numérico es proporcionar un simple, preciso y rápido método de cálculo del perfil del flujo radiativo total en la atmósfera.

Los principales absorbentes en la atmósfera de la Tierra son el vapor de agua en la troposfera y ozono en la estratosfera.

El vapor de agua absorbe principalmente en la región cercana del infrarrojo,  $0,7 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 4 \mu\text{m}$ . En longitudes de onda más cortas el principal

absorbente gaseoso es el ozono ( $O_3$ ), que es efectivo en el ultravioleta ( $h \leq 0,35 \mu m$ ) y en el visible ( $0,5 \mu m \leq \lambda \leq 0,7 \mu m$ ).

La parametrización es una función de la distribución del vapor de agua, de la cantidad y tipo de nubes, del ángulo cenital del sol, del albedo de la superficie de la Tierra y de la distribución del ozono.

## 2. Parametrización de los flujos de onda larga en una atmósfera sin nubes.

El problema general de la parametrización de la transferencia radiativa de onda larga en una atmósfera sin nubes requiere el tratamiento de la absorción y emisión simultáneas por la banda  $9,6 \mu m$  del ozono, la vibración y rotación de las bandas del vapor de agua, la absorción continua en la ventana atmosférica entre  $8 \mu m$  y  $14 \mu m$  y la absorción por la banda  $15 \mu m$  del dióxido de carbono que se superpone a una parte de la banda de rotación.

La parametrización del flujo de onda larga en una atmósfera sin nubes se basa en la solución de la ecuación de transferencia radiativa con alguna simple parametrización de los factores de absorción que contiene la ecuación.

Las ecuaciones son cuatro integrales que suponen:

a) la suma de las contribuciones de todos los ángulos cenitales,

b) la suma de las contribuciones de los flujos en el nivel  $z$  procedentes de todas las capas atmosféricas  $dz'$  (incluyendo el suelo),

c) la suma sobre todo el espectro de frecuencias que contiene todas las bandas de absorción relevantes y,

d) la integración sobre el camino óptico del contenido de absorbente  $u$ .

## 3. Parametrización de onda corta en una atmósfera sin nubes.

La absorción por  $O_2$  y  $CO_2$  son sustancialmente menores que las debidas al vapor de agua u ozono y su contribución puede a menudo ser despreciable.

### 3.1. Ecuaciones del flujo de onda corta en una atmósfera sin scattering.

La ecuación que describe la transferencia de energía solar a través de la atmósfera es:

$$S^{\downarrow}(z, \mu_0) = \mu_0 \int_0^{\infty} S_v(\infty) \tau_v(z, \infty, \mu_0) dv \quad [1]$$

donde  $S^{\downarrow}(z)$  es la irradiancia hacia abajo a través del nivel  $z$  de un rayo colimado de irradiancia solar  $S_v(\infty)$  en el tope de la atmósfera inclinado un ángulo cenital  $\theta_0$  (ó  $\mu_0 = \cos \theta_0$ ). La función de transmisión monocromática para un rayo colimado es:

$$\tau_v(z, \infty, \mu_0) = \exp \left( -\frac{1}{\mu_0} \int_z^{\infty} K_v du \right) \quad [2]$$

donde  $K_v$  es el coeficiente de absorción y  $u$  es la concentración de gas atenuante a lo largo de la trayectoria.

La transferencia de radiación solar definida por la ecuación [1] es menos compleja que la de onda larga donde es necesario considerar el complicado problema de la simultánea absorción y emisión de capa a capa de la atmósfera.

### 3.2. Parametrización de las funciones de absorción para el vapor de agua.

La absorción por vapor de agua es la principal fuente de calentamiento radiativo solar en la atmósfera. La parametrización de la absorción del vapor de agua es más difícil que la de la absorción del ozono porque:

1) el coeficiente de absorción del vapor de agua es altamente dependiente de la frecuencia, y valores monocromáticos exactos no existen para el espectro completo;

2) *scattering* y absorción significativos se pueden producir en la misma zona de la atmósfera,

3) el coeficiente de absorción tiene una significativa dependencia de la presión.

Para cielos despejados el efecto de *scattering* es despreciable y la absorción debida al vapor de agua se obtiene directamente de funciones de absorción empíricas.

Existen numerosas fórmulas para el cálculo del coeficiente de absorción del vapor de agua. La diferencia entre las diversas formulaciones se

encuentra en la elección de  $S_v$  (m) utilizada para obtener el coeficiente de absorción A.

De acuerdo con la formulación de McDougal, el coeficiente de absorción para el vapor de agua fue ajustado a una función exponencial empírica obteniéndose la relación:

$$A(u) = 0,077 \cdot u^{0.3} \quad [3]$$

donde A(u) es el coeficiente de absorción para una trayectoria o camino óptico, siendo u el contenido de vapor de agua precipitable en cm (efectivo, corregido a la presión del nivel del mar).

Como el sol no está siempre en el cenit, debemos considerar el efecto del ángulo cenital, y de acuerdo con ello, la ecuación [3] será:

$$A(u) = 0,077 (u' \sec\theta)^{0.30} \quad [4]$$

donde u' es el contenido de agua precipitable corregido por presión y 0 el ángulo cenital.

La fórmula general de u' es

$$u' = \int \left( \frac{p}{p_0} \right)^n \left( \frac{t_0}{t} \right)^m du \quad [5]$$

En la tabla I aparecen los valores normales de n y m según la región del espectro (onda corta o larga) y del gas absorbente que consideremos.

El efecto de la temperatura es despreciable frente al de la presión.

Tabla I. Valores normales de n y m.

Gas	Región espectral	n	m
Vapor de agua		0,9-1	0,45
Dióxido de carbono	Onda corta	1,75	11-8
Ozono		0	0
Vapor de agua		0,5-0,9	0,45
Dióxido de carbono	Onda larga	1,75	11-8
Ozono		0,4	0,2

De acuerdo con esto, el contenido de agua precipitable corregido por presión u' (cm) de una columna atmosférica desde el tope de la atmósfera hasta el nivel de presión p está dado por:

$$u'(p) = \rho_w \int_0^p \frac{p\omega}{p_0 g} dp \quad [6]$$

donde  $\omega$  es la razón de mezcla expresada en g/kg, g es 980 cm/s, p se expresa en mb y  $\rho_w$  es la densidad del agua líquida.  $p_0 = 1.000$  mb como una

aproximación adecuada de la presión del nivel del mar.

Las incertidumbres asociadas con la aplicación de u' y consecuentemente con la elección de n son más pequeñas que las asociadas con los datos de absorción y el valor de  $S_v$  (m).

### 3.3. Parametrización de scattering y absorción con cielo despejado.

El efecto del scattering Rayleigh en la transferencia de radiación solar con cielo despejado produce dos efectos:

1) el flujo solar neto se reduce en el tope de la atmósfera como resultado de la reflexión difusa por moléculas y

2) la absorción en una capa dada aumenta como resultado de la absorción del flujo solar hacia arriba reflejado difuso.

El método más simple es el de Manabe y Strickler (1964) que utiliza la siguiente ecuación:

$$S^+(z) = \mu_0 S'(\infty) \bar{\tau}(z, \infty, \mu_0) \quad [7]$$

donde  $S'(\infty) = 0,93S$  (m). Este método, aunque simple, no es físicamente realista pues la mayor parte del scattering se produce debajo de la capa de ozono.

Otro método es el propuesto por Kondratyev (1969) que define el scattering en cielo despejado como:

$$\tau(k) = 1,041 - 0,16 [(0,051 + 0,949(p(k)/p_0))] \sec\theta_0]^{1/2} \quad [8]$$

donde  $\tau(k)$  es la parte transmitida de la radiación en cada nivel y p(k) es la presión en el nivel k,  $p_0 = 1.000$  mb.

### 4. Balance de radiación superficial.

Suponemos que el balance de radiación superficial, que controla el desarrollo de la capa límite planetaria, es más importante que los enfriamientos y calentamientos radiativos atmosféricos para predicciones a corto y medio plazo. Por lo tanto, un simple paquete que produzca valores reales de la irradiancia neta en el suelo es una alternativa aceptable y menos cara que un modelo de transferencia radiativo completo que puede ser

aplicado cada pocos pasos de tiempo en cada punto *grid* en el dominio horizontal.

La parametrización elegida es más exacta en latitudes medias pero también se puede aplicar a un rango más amplio de condiciones atmosféricas desde el trópico hasta el polo. Por último, este esquema ha sido chequeado para comprobar su comportamiento estable en un modelo de 3-D con alta resolución en la capa límite para predicciones durante el día y la noche (Benjamin, 1983).

Los procesos físicos que se incluyen en este paquete son los siguientes:

#### Radiación solar o de onda corta:

1. Absorción (McDonald, 1960) y scattering (Kondratyev, 1969) del vapor de agua.

2. Atenuación por nubes (esquema de nubes propuesto por Benjamin y coeficiente de transmisión debidos a Nordeng).

#### Radiación de onda larga:

1. Dependencia del flujo de onda larga que alcanza el suelo de la temperatura de los niveles más bajos del modelo y del contenido de agua precipitable en una columna atmosférica.

2. Aumento de la radiación de onda larga que alcanza el suelo debido a las nubes.

La irradiancia neta en la superficie de la Tierra es:

$$R_N = S, (1 - A_0) (\tau - A) P \cos \theta_0 + E_{\lambda} (I^{\downarrow} - \sigma T_s^4) \quad [9]$$

donde.

$S$ , = constante solar ( $1.370 \text{ Wm}^{-2}$ )

$A$ , = albedo superficial (intervalo, 0,06-0,35)

$\tau$  = coeficiente de transmisión

$A'$  = coeficiente de absorción

$P$  = factor de reducción debido a las nubes

$q$ , = ángulo cenital

$\cos \theta_0 = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \alpha$ ,

(donde  $\phi$  = latitud,  $\delta$  = declinación solar y  $\alpha$ , = ángulo horario)

$E_{\lambda}$  = emisividad de onda larga del suelo (intervalo, 0,7-1,0)

$I^{\downarrow}$  = flujo de onda larga hacia abajo procedente de la atmósfera que incide en el suelo

$\sigma T_s^4$  = irradiancia de onda larga procedente del suelo considerando la Tierra como un cuerpo negro

#### 4.1. Radiación de onda corta.

Combinando el coeficiente de transmisión propuesto por Kondratyev (1969) con el coeficiente de absorción debido al vapor de agua (McDonald, 1960) obtenemos la radiación solar en el nivel  $k$  como:

$$R_s(k) = S, [\tau(k) - A(k)] \cos \theta_0 \quad [10]$$

Por lo tanto, la cantidad de radiación solar absorbida en la superficie de la Tierra y que usaremos en la ecuación de la temperatura superficial es:

$$R_s(k_s) = S, (1 - A_s) P (\tau(k_s) - A(k_s)) \cos \theta_0 \quad [11]$$

#### 4.2. Radiación de onda larga.

La componente del flujo de onda larga procedente de la atmósfera  $I^{\downarrow}$  se define como:

$$I^{\downarrow} = E_A \sigma T_A^4 \quad [12]$$

donde  $T_A$  es la temperatura en el nivel sigma aproximadamente a 40 mb sobre la superficie. Se define la expresión  $I^{\downarrow} / \sigma T_A^4$  como la emisividad de la componente del flujo de onda larga como:

$$E_A = 0,70 + 0,22 \log_{10} \omega_p \quad [13]$$

donde  $\omega_p$  es el contenido de agua precipitable en centímetros (Monteith).

Se recomienda utilizar la temperatura correspondiente a la capa entre 40-50 mb ya que una temperatura correspondiente a una capa superior podría provocar un enfriamiento progresivo del suelo. No siempre esta separación de 40 mb nos dará los valores más exactos de  $I^{\downarrow}$ , pero previene efectos de realimentación que pueden ocurrir tomando una temperatura más baja.

#### 5. Esquema de parametrización.

Los principales problemas para la modelización de los procesos de escala *sub-grid* y de la convección se encuentran en la parametrización de las nubes.

En el paquete que describimos, hemos elegido las fracciones de nubes (Smagorinsky, 1960) más utilizadas en los modelos de circulación general (Kasahara y Washington, 1971; Schneider y otros, 1978; Werherald y Manabe, 1980). En este

paquete, la fracción de nubes en niveles, bajos y medios se define como:

$$n = 3,2 \text{ RH} - 2,4 \quad [14]$$

y en la troposfera superior,

$$n = 2,0 \text{ RH} - 1,2 \quad [15]$$

donde RH (0-1,0) es la humedad relativa máxima en las capas bajas, medias y altas. Para los niveles bajos y medios, se supone que la cubierta nubosa comienza cuando la humedad relativa alcanza el 75%. Cuando se alcanza la saturación la cubierta nubosa se maximiza con un valor de 0,80. Para la troposfera superior, se supone que la cubierta parcial nubosa comienza cuando la humedad relativa es mayor del 60%, teniendo en cuenta la existencia de nubes de hielo y la diferencia de los valores de la presión de saturación sobre hielo y agua.

Se definieron los niveles bajos como aquellos con niveles sigma entre 970 y 800 mb, los niveles medios entre 800 y 450 mb y los niveles superiores por encima de los 450 mb. Los límites de 800 y 450 mb aproximadamente coinciden con 2.000 m y 7.000 m, las alturas estándar de las capas de nubes bajas/medias y medias/altas, respectivamente. Las nieblas o las nubes junto al suelo se parametrizaron en función de la humedad relativa por debajo de 970 mb.

### 5.1. Onda corta.

El factor de reducción debido a las nubes  $P(k)$  se define como:

$$P(k) = \prod_{n=1}^4 [1 - c_n(k)(1 - \xi_n)] \quad [16]$$

donde  $c_n(k)$  es la cantidad de capa nubosa de los diferentes tipos de nubes en cada nivel  $k$ .

Las funciones de transmisión para los diferentes tipos de nubes se deben a *Grandin (1983)*:

$$\xi_1 = 0,90 - 0,04 \text{ seca} \quad (\text{nubes altas}) \quad [17]$$

$$\xi_2 = 0,45 - 0,010 \text{ seca} \quad (\text{nubes medias}) \quad [18]$$

$$\xi_3 = 0,35 - 0,015 \text{ seca} \quad (\text{nubes bajas}) \quad [19]$$

$$\xi_4 = 0,16 + 0,005 \text{ seca} \quad (\text{nubes superficiales}) \quad [20]$$

### 5.2. Onda larga.

Una vez calculadas las fracciones de nubes altas, medias y bajas, se aplican unos coeficientes

para realzar el efecto de las nubes en los flujos de onda larga que inciden en el suelo. *Kondratyev (1969)* sugiere una fórmula para parametrizar este efecto:

$$I^\downarrow = I^\downarrow (1 + \sum_{i=1}^3 c_i n_i) \quad [21]$$

donde  $n_i$  son las fracciones de cobertura nubosa y  $c_i$  son los coeficientes de los diferentes niveles. *Berland y Berland (1952)* calcularon los coeficientes que mejor se ajustaban a la radiación neta de onda larga para los diferentes tipos de nubes. Utilizando estos valores para el cinturón de 40"-50" y una aproximación debida a *Kondratyev (1969)* para convertir estos coeficientes de la radiación neta al flujo hacia abajo se obtuvo:

$$c_l = 0,26 ; c_m = 0,22 ; c_h = 0,06.$$

El valor máximo de  $I^\downarrow$  será  $\sigma T^4$ , puesto que físicamente éste es el valor más alto que puede tomar el flujo de onda larga procedente de la atmósfera, suponiendo que la temperatura por encima de  $z_A$  no aumenta.

## 6. Temperatura superficial en tierra.

Sobre el mar la temperatura superficial está preasignada y guardada como constante durante el período de predicción.

Sobre tierra consideramos una delgada capa de suelo con una determinada capacidad calorífica que intercambia calor y humedad con la atmósfera y con una capa de suelo más profunda. La ecuación que nos da la temperatura de esa capa es:

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} - F_s^s + (1 - \alpha) \sigma T_s^4 - H_s^T - L_1 R_s^T + L_2 \rho_w M_{sn} + B_T = 0 \quad [22]$$

donde  $C_s$  es la capacidad calorífica por unidad de área,  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzman,  $F_s^s$  es la radiación neta que incide en el suelo, tanto de onda corta como de onda larga, y  $\rho_w M_{sn}$  es la cantidad de nieve que se funde,  $H_s^T$  es el flujo hacia abajo de calor sensible debido a la turbulencia,  $L_1$  es el calor latente de condensación,  $L_2$  es el calor latente de fusión,  $\rho_w$  es la densidad del agua líquida,  $R_s^T$  es el flujo hacia abajo de humedad debido a la turbulencia,  $B_T$  es la conducción de calor en el suelo y  $(1 - \alpha)$  es el coeficiente de emisividad de la Tierra. Si  $\alpha = 0$ , consideraremos la Tierra como un cuerpo negro.

La constante  $C_s$  se especifica dependiendo de si se incluye ciclo diurno o no. El valor utilizado es el propuesto por Deardorff (1978). En el modelo operativo, sin ciclo diurno, el valor utilizado es:

$$C_s = 1,07 \cdot 10^6 \text{ j m}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

## 7. Resultados.

Se comparan los mapas previstos H+42 de temperatura en el nivel sigma más cercano a la superficie (Figura 1) y de temperatura a 2 m del suelo (Figura 2). Las Figuras 1a y 2a representan el resultado del modelo **operativo sin ciclo diurno**; las Figuras 1b y 2b, el del modelo **experimental sin ciclo diurno**, y las Figuras 1c y 2c el del modelo **experimental con ciclo diurno** (lo cual supone dividir  $C_s$  por treinta).

Si estudiamos las Figuras 1, se observa que tanto la Figura b como la c reflejan el calentamiento de las zonas continentales de acuerdo con la época del año y la hora del día. Destaca claramente el calentamiento de las zonas desérticas y el trazado de isolíneas alrededor de las zonas montañosas y de costa. Mientras que en el modelo operativo este efecto está más suavizado.

Si estudiamos las Figuras 2, el calentamiento queda más marcado, pues la temperatura a 2 m se calcula como una interpolación en función del perfil vertical del intercambio turbulento considerando la temperatura del suelo (donde más se acusa el efecto de la radiación) y la temperatura del nivel sigma más cercano a la superficie. Debido a esto, se observa que el mapa de temperatura a 2 m resultante de la integración experimental con ciclo diurno presenta mucho ruido. Como consecuencia de ello y puesto que tanto el modelo experimental sin ciclo diurno como el experimental con ciclo diurno reflejan de forma adecuada la onda diurna de la radiación con sus calentamientos y enfriamientos correspondientes, se decidió que el modelo más adecuado sería el experimental sin ciclo diurno.

Por último, se exponen unas gráficas correspondientes a una integración a las 00Z de un día de verano sin nubes. Es el estudio de dos

puntos de rejilla (uno sobre Madrid y otro en el Sahara) donde se muestra la variación de la temperatura en dichos puntos en 48 horas, comenzando a las 00Z (Figuras 3). Se consideran cuatro temperaturas diferentes: la temperatura del suelo y las temperaturas de los tres niveles sigma más próximos a la superficie (niveles 15, 14 y 13, siendo el nivel 15 el más cercano a la superficie). Esto sirve para, además de verificar la onda diurna, tratar de determinar hasta qué altura se observa dicha onda.

Las Figuras 3a y 3c se obtuvieron del modelo operativo y las otras dos del modelo experimental sin ciclo diurno. Se observa claramente cómo las Figuras 3b y 3d reflejan el ciclo diurno: el suelo se enfría desde las 00Z hasta las 06Z aproximadamente, comienza a calentarse hasta alcanzar un máximo hacia las 15Z (120 pasos) y vuelve a enfriarse presentando este enfriamiento una pendiente menor que la correspondiente al calentamiento, tal como se observa en la realidad. Y esto se vuelve a repetir, recuperándose prácticamente el ciclo. La figura 3d (Sahara) posee el ciclo diurno más agudizado debido a la situación geográfica del punto de rejilla.

## Conclusiones.

La nueva parametrización de la radiación es una parametrización sencilla que simula de forma suficientemente aproximada la onda diurna con poco tiempo de cálculo de ordenador. Como se observa en los resultados, mejora los resultados obtenidos por la parametrización operativa.

Se estudió la nueva parametrización considerando dos casos: sin ciclo diurno y con ciclo diurno (dividir  $C_s$  por treinta). Tal como se deduce de lo anterior, la integración con ciclo diurno supone disminuir la capacidad calorífica del suelo y, por tanto, aumentar la oscilación diurna. Las pruebas mostraron que dicha integración presentaba mucho ruido en la temperatura de suelo y puesto que la de sin ciclo diurno mostraba de forma adecuada la onda diurna y mucho menos ruido en la temperatura de suelo, se decidió elegir la nueva parametrización sin ciclo diurno (lo cual supone tomar el valor de  $C_s = 1,07 \cdot 10^6 \text{ j m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ).

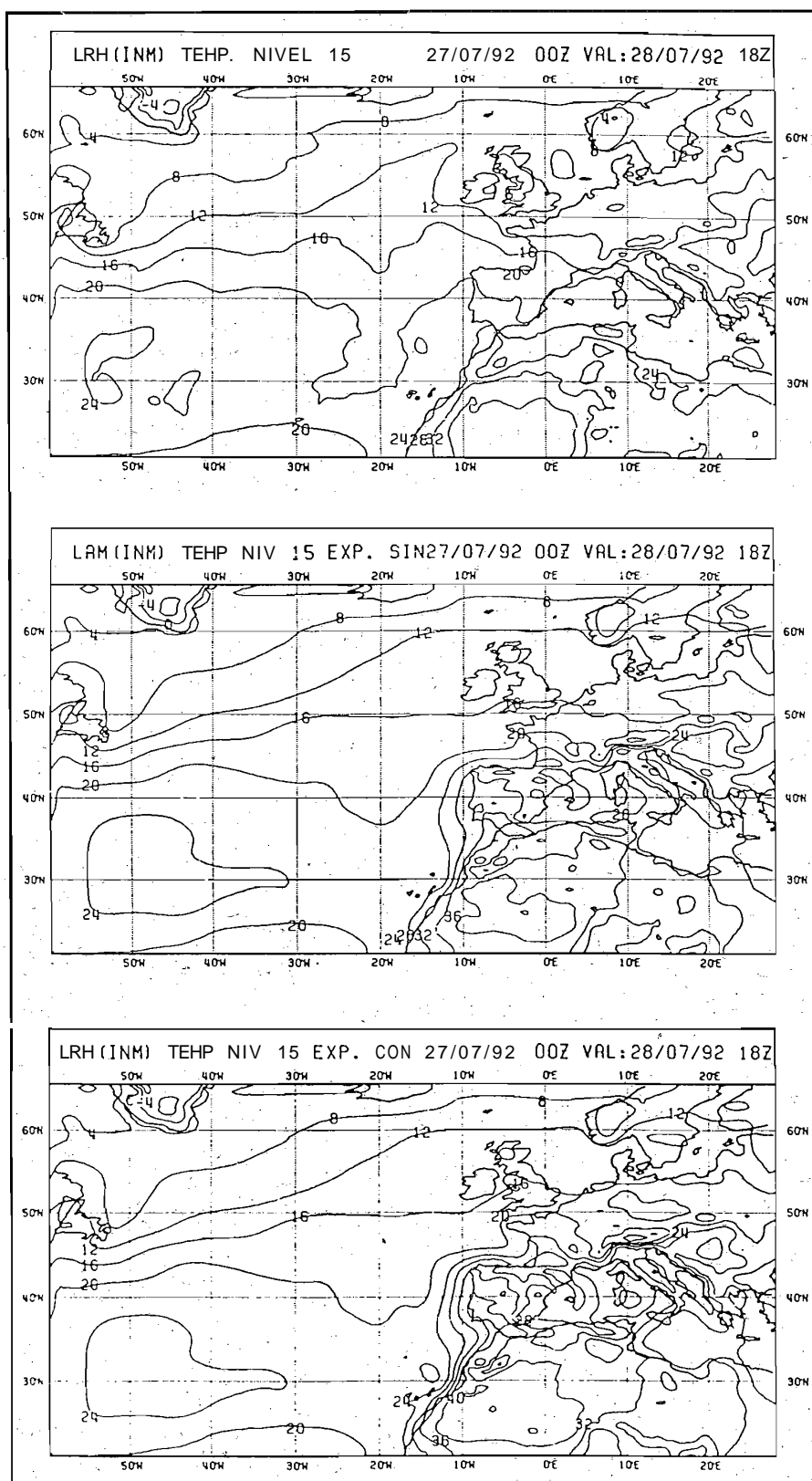


Figura 1.- Temperatura en el nivel sigma más cercano a la superficie  
a) modelo operativo  
b) modelo experimental sin ciclo diurno y  
c) modelo experimental con ciclo diurno

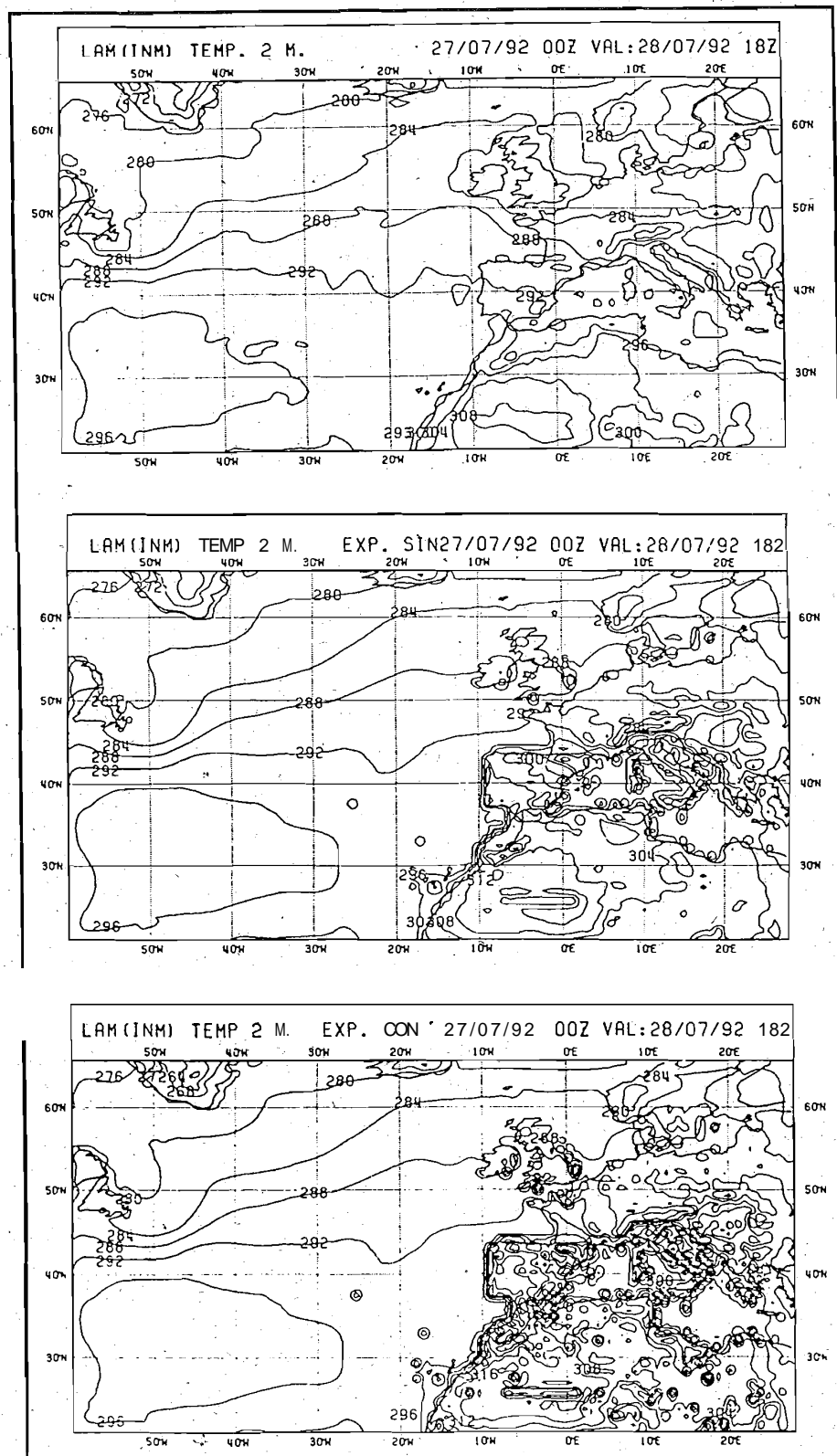


Figura 2.- Temperatura a 2 m del suelo  
 n) modelo operativo  
 b) modelo experimental sin ciclo diurno y  
 c) modelo experimental con ciclo diurno



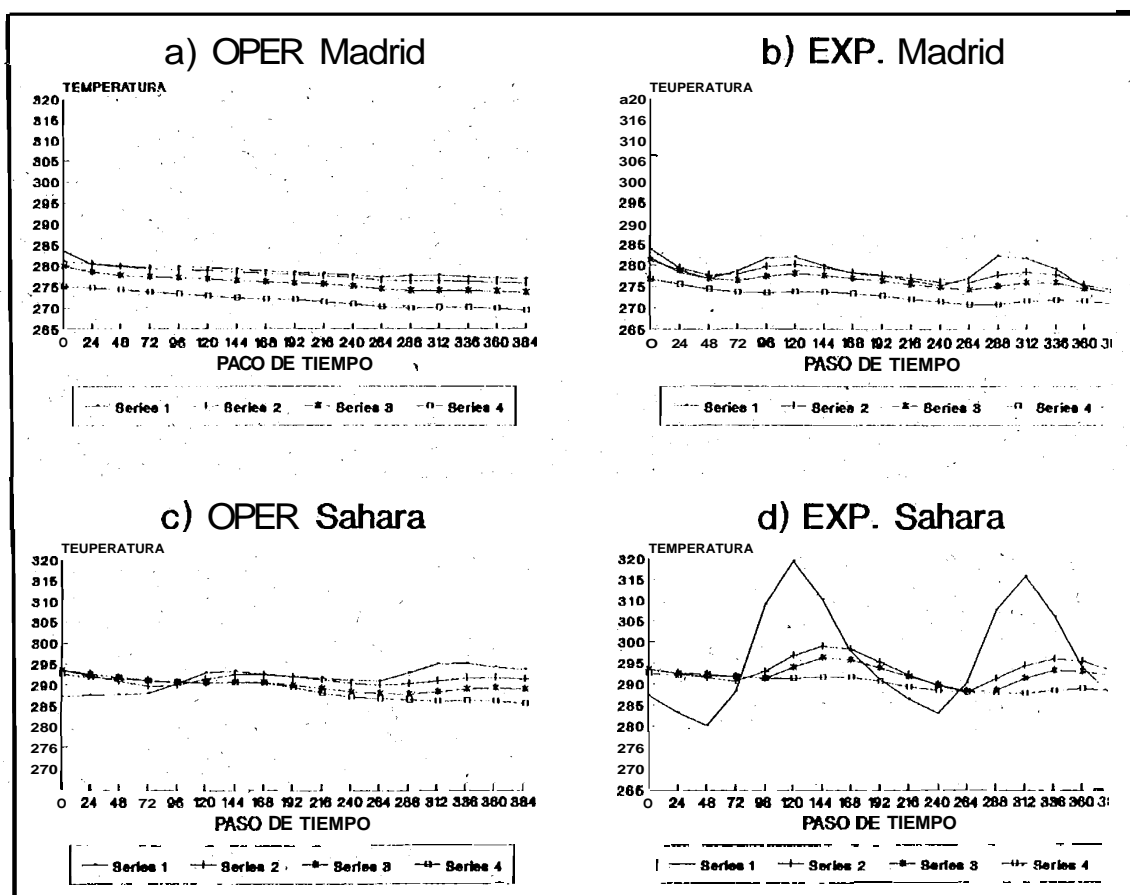


Figura 3.- Variación de la temperatura en 48 horas: e) y c) modelo operativo y b) y d) modelo experimental sin ciclo diurno

Serie 1.- Temperatura del suelo  
 Serie 2.- Temperatura del nivel sigma 15  
 Serie 3.- Temperatura del nivel sigma 14  
 Serie 4.- Temperatura del nivel sigma 13

#### Referencias.

Benjamin, S.G. (1983). Some effects of surface heating and topography on the regional severe storm environment. A thesis in meteorology. The Graduate School Department of Meteorology. The Pennsylvania State University.

ECMWF forecast model. Documentation manual, volumes 1 and 2.

Kondratyev, K.Y. (1969). Radiation in the atmosphere. International Geophysics Series, vol. 12. New York. Academic Press, 912 pp.

Lacis, A.; Hansen, J.E. (1974). A parameterization for the absorption of solar radiation in the Earth's atmosphere. Journal of the Atmospheric Sciences, volume 31, pp. 118-133.

Manabe, S.; Strickler, R.F. (1964). Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 21, pp. 361-385.

McDonald, J.E. (1960). Direct absorption of solar radiation by atmospheric water vapour. Journal of Meteorology, vol. 17, pp. 319-328.

Nordeng, T.E. (1986). Parameterization of physical processes in a three-dimensional numerical weather prediction model. Technical Reports, No. 65. Det Norske Meteorologiske Institutt.

Stephens, G.L. (1984). The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. Monthly Weather Review, vol. 112, 826-867.